垂直二重円管内の自然対流沸騰系の限界熱流束*

門出政則^{*1}, 光武雄一^{*1}, 久保真司^{*2}

Critical Heat Flux during Natural Convective Boiling on Uniformly Heated Inner Tubes in Vertical Annular Tubes Submerged in Saturated Liquid

Masanori MONDE, Yuichiro MITSUTAKE and Shinji KOB0

An experimental study has been made of the critical heat flux (CHF) of natural convective boiling on uniformly heated inner tubes in vertical annular tubes. The experiment was performed at a pressure of $P=0.1$ to 3.1 MPa for the clearance of 0.4 to 4.0 mm, the heated tube diameter of 5 to 10.6 mm, the annular tube length of $L=58$ to 840 mm and three kinds of liquids. The effects of the pressure in which the density ratio of the test fluid ρ_v/ρ_l varies from 6.24×10^{-4} to 0.16 and of the ratio of $L/D_{he}=2$ to 500 , where an equivalent heated length, D_{he} , serves as a parameter connecting the clearance with the heated tube diameter, on the CHF, are mainly discussed. The experiment shows that the CHF obtained depends on the ratio of L/D_{he} and then a generalized correlation can be derived which predicts the CHF data well.

Key Words: Phase Change, Critical Heat Flux, Natural Convection, Boiling, Annulus

1. はじめに

通常のプール沸騰における限界熱流束(CHF)は、広く研究されており、かつこの限界熱流束に対する無次元整理式も無限平板加熱面^{(1)~(3)}や有限加熱面⁽⁴⁾⁽⁵⁾(加熱面のいろいろな形状およびいろいろな大きさのもの)に対して与えられている。一方、制限流路内の自然対流沸騰の限界熱流束は、超伝導装置の冷却やますます微細化されるLSI装置の冷却などに関連して多くの注目を集めているが、その流動様式が多様であるため前記のプール沸騰における限界熱流束の研究と比較してかなり遅れている。

ところで、この多様な流動様式で生じる限界熱流束もその流路の幾何学的形状と流動状況によって、四つに大別されることおよびその限界熱流束を分析するための手がかりが報告⁽⁶⁾されている。例えば、自然循環系の一つである、飽和液中に垂直に置かれた一様加熱円管内の自然対流沸騰の限界熱流束については、すでに甲藤・河村⁽⁷⁾(試験流体は水, R 12)やLehongreら⁽⁸⁾(試験流体はLHe)や門出ら⁽⁹⁾(試験流体は水, R 113,

R 12)の研究がある。門出らは、 $L/D=5\sim 857$, 密度比 $\rho_v/\rho_l=6.24 \times 10^{-4}\sim 0.24$ の広い範囲で限界熱流束を測定し、その限界熱流束を与える無次元整理式を提案している。また、この沸騰系のカテゴリに含めることができる垂直二重円管内や垂直長方形流路内の限界熱流束の研究は極低温流体に対して活発に行われており、Lehongreら⁽⁸⁾, Sydoriak-Roberts⁽¹⁰⁾, 尾形ら⁽¹¹⁾, Johannes-Mollard⁽¹²⁾, Vishnevら⁽¹³⁾, Bailey⁽¹⁴⁾の極低温流体に対する研究や、Bogaardtら⁽¹⁵⁾の水に対する研究、および門出ら⁽¹⁶⁾の水, R 113, エタノール, ベンゼンに対する研究がある。しかしながら、この沸騰系に対する従来の実験範囲は、 $L/D_{he}<100$, 試験流体としてLHe($\rho_v/\rho_l=0.119$)を用いたものが大部分で、この沸騰系の限界熱流束を統一的に整理する無次元整理式の導出には至っていない。

一方、対向流形式の自然流動沸騰系(開放形あるいは密閉形二相熱サイフォン)の限界熱流束については、上記の自然循環系に比較してかなり広範^{(17)~(27)}に行われている。そして、限界熱流束の予測式も理論的および実験的検討に基づいて導出されている。

そこで本研究では、図1に示される一様内管加熱の垂直二重円管内沸騰の限界熱流束の特性を広く検討するため、試験流体として水, R 22, R 113を用いて、表

* 原稿受付 平成5年6月23日。

^{*1} 正員, 佐賀大学理工学部 (〒840 佐賀市本庄町1)。^{*2} 正員, 佐賀大学大学院 [現:(株)東芝]。

表 1 実験範囲

Test liquid	Water	R113	R22
Length [mm]	58, 238, 598, 718, 832		
Diameter [mm]	5.0, 8.0, 10.6		
Clearance[mm]	0.4, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0		
L/D_{he}	2 - 500		
Pressure[bar]	1	1 - 4	11 - 31
ρ_v/ρ_l	0.000624	0.00491 - 0.0197	0.0256 - 0.16

すき間幅は、代表寸法の値で、実際の値は加熱管径と外管（ガラス管）の組み合わせによって異なっている。 D_{he} の計算は、実測値で計算されている。

図 1 実験装置主要部

1 に示される広い実験範囲で限界熱流束を測定し、その限界熱流束データの無次元整理の試みについて報告する。

記号

- D_i : 内管外径 (二重管の加熱管)
 D_{he} : 加熱相当直径 $[=4 \times (\text{流路断面積}) / (\text{加熱周辺長さ}), \text{二重管の場合}] = \{(D_o/D_i)^2 - 1\} * D_i = 4s/D_i * (1 + s/D_i)$

1. Pressure Vessel 2. Heated Tube 3. Low-Voltage and Large-Current Equipment
 4. Storage Tank 5. Tank Heater 6. Bourdon Pressure Gauge 7. Auxiliary Heater
 8. Condenser 9. Ice Box 10. GPIB 11. CPU

図 2 実験装置全体図

- D_o : 外管内径
 g : 重力の加速度
 H_{fg} : 蒸発潜熱
 K : 定数
 L : 加熱管長あるいは加熱面長さ (流れ方向)
 P : 系圧力
 q_{co} : 限界熱流束 (飽和)
 s : 流路のすきま幅 (二重円管) $= (D_o - D_i) / 2$
 ρ_l : 液体の密度
 ρ_v : 気体の密度
 σ : 表面張力
 $\phi = q_{co} / \rho_v H_{fg} / \sqrt[4]{\sigma g (\rho_l - \rho_v) / \rho_v^2}$

2. 実験装置と実験方法

図 2 は、実験装置全体図で、圧力容器 [実験装置の主要部 (図 1)] を中心に直流電源と測定系の概略を示す。

図 1 に示される圧力容器の中心軸上に取付けられている内管がステンレス加熱管⑦で、外管がガラス管⑧になっている。二重管流路内において、加熱部前後には、長さ 16 mm の非加熱部がある。加熱管は、両端を電極⑥にはんだ付けされ、直流電流を直接通電することによって生じるジュール熱によって加熱されている。

る。加熱管端面から電極への熱損失は、一次元熱伝導解析によると大きく見積もっても1%以下であったので、ここでは無視されている。したがって、熱流束は、発生ジュール熱を加熱管表面積で割ったものとした。加熱管の熱膨張は、ばねの張力によって吸収されやすくなっている。加熱管には、管内壁に1本のC-A熱電対(線径0.3 mm)が上端から9 mmの位置にスポット溶接されており、加熱管の温度変化を検出している。本実験では、限界熱流束点を決めるために必要な温度変化のみ検出しているため、通電に伴う電圧(温度)補正は行っていない。流路のすきま幅は、内管と外管を位置決めするために上下端に取付けられた治具によって正確に位置決めされている。次に、压力容器内の飽和液の自由液面は、加熱管出口端より約100 mm上方に設定してある。加熱管で発生した蒸気は冷却管②によって凝縮されている。この冷却管②および補助加熱器④を調節することによって系内の圧力を希望の値に設定することができる。系圧力は、加熱管流路入口に取付けられているシース熱電対で得られた液温に対応する試験流体の飽和圧力(飽和温度基準)とした。実験は、加熱管への電気入力をステップ状に上昇(増加率5%以下)し、加熱管出口の温度が定常値にならず上昇し続ける状況をもって限界熱流束点とし、そのときの熱流束を限界熱流束 q_{co} として採用した。なお、本実験では限界熱流束検出のための熱電対は、加熱管内部に上端から9 mmの位置に1本だけ取付けられているので、限界熱流束の発生位置は特定できない。

3. 実験結果

3.1 限界熱流束の特性 本実験で測定された限界熱流束の中で、 $D_i=5$ mmで3種類の管長に対する限界熱流束 q_{co} を密度比 ρ_v/ρ_l で整理した結果を図3に例示する。また図3中の実線は、飽和プール沸騰の限界熱流束に対する Kutateladze⁽¹⁾ の整理式(1)で、参考までに記入したものである。なお、式(1)の値は、 $\phi=0.13\sim0.19$ の定数であるが、ここでは推奨値である0.16を採用している。

$$\phi = \frac{q_{co}/\rho_v H_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_l - \rho_v)/\rho_v^2}} = 0.16 \quad \dots\dots\dots (1)$$

図3から、限界熱流束データは、 ρ_v/ρ_l と L/D_{he} に大きく依存していることがわかる。そして、同一 L/D_{he} に対する q_{co} データと ρ_v/ρ_l の関係は、大まかに式(1)と同様な傾向を示している。次に、同一 ρ_v/ρ_l に対する限界熱流束の値は、 L/D_{he} が大きくなると大部分のデータに対して減少しているが、逆転しているデータも多少みられる。そして、この逆転は、おもに s

図3 限界熱流束と密度比の関係
($D_i=5$ mm, $L=58, 718, 832$ mm の例)

$=0.5$ mmで、かつ $L=718$ mmと 832 mmの条件で測定された限界熱流束であることがわかった。これは、加熱管が長く、かつすきま幅 $s=0.5$ mmという非常に狭いすきま幅になると、 L/D_{he} に対する誤差が大きくなること、および L/D_{he} が大きくなると逆に限界熱流束値が小さくなり、かつ L/D_{he} の値に敏感になるためである。なお、このすきまの設定にあたっては、十分な注意を払ったけれども、加熱管およびガラス管の加工寸法誤差や取付誤差等による誤差が重なり、管全長にわたる誤差は、0.1 mm程度生じた可能性がある。

3.2 限界熱流束の無次元整理式 甲藤⁽⁶⁾は、制限流路内の自然対流沸騰系の限界熱流束の特性を、その流動状況に基づいて、四つに分類し、さらにその限界熱流束に対する次元関係式を解析の手がかりとして与えている。その次元関係式を本実験系に適用すると、次式のような次元関係式が得られる。

$$\frac{q_{co}/\rho_v H_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_l - \rho_v)/\rho_v^2}} = f\left\{ \frac{\rho_v}{\rho_l}, \frac{L}{D_{he}}, \frac{D_{he}}{\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}} \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

なお、式(2)において $s/D_i \ll 1$ のとき、 D_{he} の代わりにすきま幅 s を用いても同等である。

図3に示されるように、 q_{co} は L/D_{he} の影響を強く受けていることおよび、 L/D_{he} の値が小さくなるとプール沸騰の q_{co} に漸近していることから、 q_{co} データを Kutateladze 数の逆数と L/D_{he} で整理した結果を図4, 5(図4は水およびR113, 図5はR22に対するものである)に示す。参考までに、垂直二重円管における、Lehongreら⁽⁸⁾およびVishnevら⁽¹³⁾のLHeに対する q_{co} データおよびBogaardtら⁽¹⁵⁾の水に対する

 図 4 $1/\phi$ と L/D_{he} の関係(水, R 113 と LHe)

 図 5 $1/\phi$ と L/D_{he} の関係(R 22)

q_{co} データを図 4 に示す。また、図 4, 5 中の曲線は、式 (3) である。

$$\frac{q_{co}/\rho_v H_{fg}}{\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}/\rho_v^2} = \frac{0.16}{1 + 0.075(L/D_{he})} \quad \text{..... (3)}$$

式 (3) において、右辺の分子の値 0.16 は、 $D_{he} \rightarrow \infty$ のとき式 (1) になるように決めた。また、式 (3) の右辺の分母の値 0.075 は暫定的に決めた値である。また、図 4, 5 中の直線は、 L/D_{he} が大きく、式 (3) の右辺の分母の 1 を無視したときの式 (4) である。

$$\frac{4L}{D_{he}} \frac{q_{co}/\rho_v H_{fg}}{\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}/\rho_v^2} = 8.5 \quad \text{..... (4)}$$

また、図 4, 5 中の黒塗りのデータは、 $s = 0.4 \sim 0.5$ mm の q_{co} データで、おもに加熱管 $D_i = 5 \sim 10.6$ mm の実験において得られたものである。

図 4, 5 から、本実験で得られた q_{co} データ(水: 43 点, R 22: 229 点, R 113: 48 点, 合計 320 点)の中で $s = 0.4 \sim 0.5$ mm で得られた q_{co} データ(黒塗りのデータ 41 点)を除くと、本実験の限界熱流束は式 (3) で $\pm 20\%$ の範囲で与えられることがわかる。図 4 から、LHe の限界熱流束および圧力 $P = 0.2 \sim 3.07$ MPa の

水の限界熱流束についても式 (3) で与えられる。さらに、 $L/D_{he} > 100$ の q_{co} データについては、式 (4) で十分であることがわかる。ところで、本実験で得られた $s = 0.4 \sim 0.5$ mm の q_{co} データの中で式 (3) から大きくずれている q_{co} データ(黒塗りのデータ 41 点)が、 $D_i = 5 \sim 10.6$ mm の加熱管から得られたデータであることから、二重管の設定誤差、あるいは加熱管およびガラス管自身の加工寸法誤差(たわみ)などのために、流路すきま幅が一樣でなく偏心していた可能性があり、そのために管内の速度分布やボイド率分布が不均一になるために、限界熱流束が減少したものと考えられる。一方、 $s > 1$ mm についても、同様な誤差は当然あったはずであるが、 $s > 1$ mm ではその誤差が $s = 0.5$ mm の場合と比較して相対的に無視できるようになるためであろう。なお、二重円管の偏心が限界熱流束に及ぼす影響については今後さらに検討する必要があることを記しておく。

式 (2) の次元関係式では、 q_{co} と $\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}$ の間に関数関係がある可能性が示されているけれども、本実験範囲内ではそのような関数関係は現れなかった。すなわち、本実験で得られた限界熱流束は、 $\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}$ に依存しないことがわかった。なお、従来の研究^{(8)(10)~(16)}においても、二重円管や長方形流路内の限界熱流束が、 $\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}$ の関数として与えられていないことを記しておく。

3.3 垂直円管、二重円管および長方形流路内の限界熱流束との比較 従来の研究では、垂直円管と垂直二重円管(長方形流路も含む)の自然対流沸騰系の限界熱流束は、加熱相当直径を用いることによって統一的に取扱われている。そこで、本実験で得られた整理式 (3) を従来報告されている整理式と比較してみよう。

門出ら⁽¹¹⁾ は、垂直円管の限界熱流束を $L/D = 5 \sim 857$, $\rho_v/\rho_l = 6.24 \times 10^{-4} \sim 0.236$ の範囲で測定し、その予測式として式 (5), (6) を提案した。

$$\frac{q_{co}/\rho_v H_{fg}}{\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}/\rho_v^2} = \frac{0.16}{1 + 0.025(L/D)} \quad \text{..... (5)}$$

$$\{D/\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)} < 13\}$$

$$= \frac{0.16}{1 + 0.003\{L/\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}\}} \quad \text{..... (6)}$$

$$\{D/\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)} > 13\}$$

なお、甲藤・河村の限界熱流束データについても、 $D/\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)} = 13$ でその特性が変化することおよび、式 (5), (6) の右辺の係数 0.16 を 0.13 に変更するとよいことが指摘⁽⁹⁾ されている。そして、垂直円管

の限界熱流束の特性が、 $D/\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)} = 13$ で変化する理由として、円管出口での流動状況と関連性があることを指摘している。

一方、Lehongre ら⁽⁸⁾ は、大気圧下のヘリウムを用いて垂直円管(データ数 13 点)および二重円管(データ数 2 点)の限界熱流束を $L/D_{he} = 5 \sim 200$, $\rho_v/\rho_l = 0.119$ の範囲で測定し、その実験式を提案している。また尾形ら⁽¹¹⁾ も、大気圧下のヘリウムを用いて長方形流路内の限界熱流束 ($L/D_{he} < 100$) に対して実験式を求めている。いま L/D_{he} が限界熱流束に及ぼす影響について比較するため、 $L/D_{he} \rightarrow 0$ のとき式(1)に漸近するように彼らの提案した実験式を変形し、さらにその実験式を無次元化するとそれぞれ式(7)および式(8)を得る。

$$\frac{q_{co}/\rho_v H_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_l - \rho_v)/\rho_v^2}} = \frac{0.16}{1 + 0.0735(L/D_{he})^{0.88}} \cdots (7)$$

$$\frac{q_{co}/\rho_v H_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_l - \rho_v)/\rho_v^2}} = \frac{0.16}{1 + 0.047(L/D_{he})} \cdots (8)$$

なお、彼らの実験式をプール沸騰まで拡張 ($L \rightarrow 0$) したときの限界熱流束から Kutateladze 数を求めると、両者とも $\phi = 0.125$ であることを記しておく。

門出ら⁽¹⁶⁾ も、垂直長方形流路内の限界熱流束 ($L/D_{he} < 30$) に対して次式を与えている。

$$\frac{q_{co}/\rho_v H_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho_l - \rho_v)/\rho_v^2}} = \frac{0.16}{1 + 0.00268(\rho_l/\rho_v)^{0.6}(L/D_{he})} \cdots (9)$$

ところで、従来の実験^{(8)(11)~(16)} は、すべて $D/\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)} < 16.6$ あるいは $s/\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)} < 16.6$ であったため、式(6)で与えられるような限界熱流束の特性が現れなかった可能性がある。

参考までに、式(3), (5), (7)~(9)で与えられる曲線を図 6 に示す。なお、式(9)は、 ρ_l/ρ_v の値によってその曲線の位置が変化するので、式(9)の適用範

囲内 ($\rho_l/\rho_v = 204 \sim 1603$) での予測域を斜線で示してある。

まず同一実験系で得られた整理式(3), (5)を比較すると、無次元整理式の関数形は加熱相当直径を用いると同一になっているが、 L/D の係数が 3 倍程度二重円管のほうが大きくなっている。この結果、図 6 に示されるごとく、同じ L/D に対する CHF の値は、円管のほうが大きくなっていることがわかる。次に、二重円管に近い実験系(長方形流路)に対する整理式(8), (9)と式(3)を比較すると、図 6 から式(3)と式(8)が $L/D_{he} = 30$ で約 35%異なっていることおよび式(3)が式(9)で示される領域内にあることから、これらの式はかなり近い関係にあるものと考えられる。一方、式(7)はほとんど垂直円管の限界熱流束から決定された式であるにもかかわらず式(8)に近い関係にあることおよび式(5)と式(3)の中間的な値を与えているのは、式(7)を求めるに当たって用いたデータ数が少ないためであろう。図 6 に示される結果から、限界熱流束に及ぼす L/D と L/D_{he} の影響が異なっている可能性が高い。また、本実験範囲内の限界熱流束は、 $s/\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}$ あるいは $D_{he}/\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}$ に支配されなかったけれども、すきま幅が大きい範囲についても同様な傾向になるのか、流路出口での流動状況を観察しながら今後さらに検討する必要がある。

4. ま と め

垂直二重円管内の自然対流沸騰系の限界熱流束を $\rho_v/\rho_l = 6.24 \times 10^{-4} \sim 0.16$, $L/D_{he} = 2 \sim 500$ の範囲で測定し、以下の結果を得た。

(1) 限界熱流束を与える無次元整理式(3)を導出した。

(2) 限界熱流束は、 $s/\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}$ あるいは $D_{he}/\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}$ と独立な量である。

終わりに、本研究に積極的に協力された当時の佐賀大学卒論生 諸隈和也君および吉岡哲也君に感謝する。また、実験装置の作成に協力いただいた中島賢一技官に感謝する。

文 献

- (1) Kutateladze, S. S., Heat Transfer in Condensation and Boiling, AEC-tr-3370 (1952), USAEA.
- (2) Zuber, N., ほか 2 名, *International Developments in Heat Transfer*, (1961), 230, ASME.
- (3) Zuber, N., *USAEC Rep.*, AECU-4439 (1959).
- (4) Lienhard, J. H., ほか 2 名, *Trans. ASME, Ser. C*, 95-2 (1973), 477.
- (5) Lienhard, J. H. and Dhir, V. K., *Trans. ASME, Ser. C*, 95-2 (1973), 152.

図 6 垂直円管の限界熱流束との比較

- (6) 甲藤, 機論, 44-387 (1978), 3908.
- (7) 甲藤・河村, 機論, 47-423, B (1981), 2186.
- (8) Lehongre, S., ほか 3 名, *Proc. 2nd Int. Cryogenic Eng. Conf.*, (1968), 274.
- (9) 門出・ほか 2 名, 機論, 56-531, B (1990), 3413.
- (10) Sydoriak, S. G. and Roberts, T. S., *J. Appl. Phys.* 28-2 (1956), 143.
- (11) 尾形・ほか 3 名, 低温工学, 4-5 (1969), 219.
- (12) Johannes, C. and Mollard, J., *Adv. Cryogenic Eng.*, 17 (1972), 332.
- (13) Vishnev, I. P., ほか 3 名, *Heat Transf.-Sov. Res.*, 6-1 (1974), 170.
- (14) Bailey, R. L., *Proc. 5th Int. Conf. Magnet Technology*, (1975), 582.
- (15) Bogaardt, M., ほか 3 名, *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 180-3 C (1965), 77.
- (16) 門出・ほか 2 名, 機論, 47-423, B (1981), 2181.
- (17) Wallis, G. B., *One Dimensional Two-Phase Flow*, (1969), 336, McGraw-Hill, New York.
- (18) Tien, C. L. and Chung, K. S., *AIAA J.*, 17 (1979), 643.
- (19) Imura, H., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 26 (1983), 1181.
- (20) 深野・ほか 2 名, 機論, 53-487, B (1987), 1065.
- (21) 甲藤・ほか 5 名, 機論, 57-533, B (1991), 229.
- (22) Smirnov, Y. L., *Heat Transf.-Sov. Res.*, 16-3 (1984), 19.
- (23) Dobran, F., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 28 (1985), 949.
- (24) Reed, J. G. and Tien, C. L., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 109 (1987), 722.
- (25) Casarora, C. and Dobran, F., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 31 (1988), 722.
- (26) 甲藤・ほか 5 名, 機論, 58-547, B (1992), 839.
- (27) 門出・ほか 3 名, 機論, 59-560, B (1993), 1258.